Über eine direkte Messung der Geschwindigkeit von Wasserstoffkanalstrahlen und über die Verwendung derselben zur Bestimmung ihrer spezifischen Ladung.

INAUGURAL-DISSERTATION

zur Erlangung der naturwissenschaftlich-mathematischen Doktorwürde vorgelegt der naturwissenschaftlich-mathematischen Fakultät der Albert-Ludwigs-Universität zu Freiburg i. B.

von

WILHELM HAMMER

ACAD. LUGD. BAT. BIBL.

Freiburg i. B.
Hof- und Universitätsbuchdruckerei C. A. Wagner
1913

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41545315_0041

Über eine direkte Messung der Geschwindigkeit von Wasserstoffkanalstrahlen und über die Verwendung derselben zur Bestimmung ihrer spezifischen Ladung.[1]

Herr W. Wien[2] hat, nachdem er aus Auffängermessungen geschlossen hatte, daß Kanalstrahlen eine positive Ladung transportieren, dieselben auf ihre Ablenkbarkeit durch magnetische und elektrostatische Felder hin untersucht. Es ergab sich, daß man in den Kanalstrahlen, wenigstens zum Teil, Strahlen schnell bewegter positiver Teilchen vor sich hat.

Die Gleichungen, nach denen sich Strahlen geladener Teilchen im magnetischen und elektrischen Felde bewegen, sind aus der Theorie der Kathodenstrahlen bekannt und seien hier kurz zusammengestellt.

Die kinetische Energie, die ein Teilchen von der Masse m und der Ladung e erlangt, wenn es die Potentialdifferenz V frei durchläuft, ist gegeben durch:

Gl. I $$\frac{1}{2} m v^2 = eV$$

oder Ia $$v = \sqrt{2 \frac{e}{m} V}$$

[1] Eine vorläufige Veröffentlichung der Ergebnisse dieser Arbeit erfolgte in einem Vortrage auf der 83. Naturforscherversammlung in Karlsruhe (Phys. Z. 1911 S. 1077). Die dort angegebenen Zahlen erfahren hier noch eine kleine Korrektur.

[2] Wied. Ann. 65. 440—452. 1898.

Durchläuft ein solches Teilchen ein homogenes elektrostatisches Feld von der Stärke F und der Länge l und dann noch eine feldfreie Strecke w, so ist am Ende derselben seine Ablenkung:

Gl. II $$x = \frac{e}{m v^2} l \left(\frac{l}{2} + w \right) F.$$

(Strahl in der z-Achse, Kraftlinien parallel zur x-Achse.)

Durchläuft es ein magnetisches Feld, dessen Kraftlinien parallel zur x-Achse sind, so ist seine Ablenkung am Ende von z:

Gl. III $$y = \frac{e}{m v} \int_0^z dz \int_0^z H dz.$$

Es zeigte sich bei den Wienschen Versuchen, daß das Verhalten der Kanalstrahlen im magnetischen und elektrostatischen Feld wesentlich komplizierter ist, als das von Kathodenstrahlen; doch ließ sich aus der Größenordnung der Ablenkung schließen, daß die geringste beobachtete Masse der Kanalstrahlteilchen von der Größenordnung eines Wasserstoffatoms sei, wenn man seine Ladung e gleich der eines Elektrons (Elementarladung) annahm. Die beobachteten Geschwindigkeiten waren von der Größenordnung 10^8 cm sec^{-1}. Außer Wien hat auch J. J. Thomson[1] das $\frac{e}{m}$ von H-Kanalstrahlen zu bestimmen gesucht und es bei sorgfältiger Auswertung zu 12 400 gefunden. Der aus der Elektrolyse bekannte Wert beträgt 9654, so daß hier eine Abweichung von fast + 30 % vorliegt. Diese Abweichung ist so groß,

[1] Phys. Z. S. 1131. 1910.

daß man auf den Gedanken kommen könnte, sie sei nicht lediglich durch Meßfehler zu erklären, sondern irgendwie im Wesen der Kanalstrahlen begründet. Da sich die α-Teilchen, welche eine etwa 10 mal höhere Geschwindigkeit erreichen, als die bisher erzeugten *H*-Kanalstrahlen, als doppelt geladene *He*-Atome ergeben haben, ließen sich Hypothesen denken, denen zufolge schnell bewegte Ionen ein anderes $\frac{e}{m}$ zeigten als ruhende. Thomson hält es für möglich, daß die *H*-Ionen während eines Teiles der zum Passieren der Ablenkungsfelder benötigten Zeit doppelte Ladung besessen hätten, d. h. daß zweiwertige *H*-Ionen möglich seien.

Zur Zeit des Beginnes dieser Arbeit war J. J. Thomson[1] auch sonst durch seine Versuche zu Anschauungen (näheres S. 31 dieser Arbeit) über das Wesen der Kanalstrahlen gelangt, welche sich prinzipiell von den bisherigen unterschieden.

Eine mit einem Minimum spezieller Voraussetzungen arbeitende Methode der Geschwindigkeitsmessung konnte deshalb zur Entscheidung dieser Fragen von Vorteil sein.

Da es nun sehr schwierig ist, das Feldintegral über den Strahlweg bei einem so starken Magnetfeld, wie es zur Ablenkung von Kanalstrahlen nötig ist, mit hinreichender Genauigkeit zu bestimmen, so liegt es nahe, diesen Umstand zur Erklärung der großen Abweichung des Thomsonschen Wertes heranzuziehen. Es scheint daher von Wert zu sein, eine $\frac{e}{m}$-Bestimmung ohne Anwendung eines Magnetfeldes zu versuchen. Diese Möglichkeit bietet sich 1. durch Ablenkung im elektro-

[1] Phil. Mag. 16, 1908 Okt.; 18, 1909 Dez.; 19, 1910 März.

statischen Feld allein, dessen Feldintegral leichter genau zu ermitteln ist, und 2. durch Messung der Strahlgeschwindigkeit nach einer direkten Methode.

Eine solche Methode läßt sich auf dem Des Coudresschen Prinzip aufbauen. Dieses besteht darin, die Zeit, die der Strahl zur Zurücklegung einer gemessenen Strecke benötigt, mit der Schwingungsdauer eines ihn beeinflussenden Oszillators zu vergleichen. Auf Grund dieses Prinzips hat Herr Wiechert seine bekannte Bestimmung der Geschwindigkeit von Kathodenstrahlen ausgeführt. Für den vorliegenden Zweck wurde das Des Coudressche Prinzip in folgender Weise angewendet:

Ein homogener Kanalstrahl von konstanten $\frac{e}{m}$ und v tritt in ein erstes elektrostatisches Wechselfeld A_1 (Fig. 1)

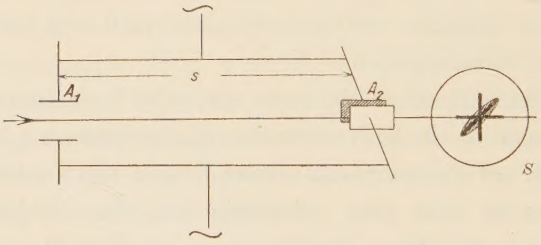


Fig. 1.

und nach Zurücklegung einer Strecke s in ein zweites A_2 ein, dessen Kraftlinien senkrecht zu denen des ersten liegen, und fällt schließlich auf den Schirm S (in der Figur in der Bildebene gezeichnet, in Wirklichkeit senkrecht zum Strahl). Jedes dieser Wechselfelder für sich allein würde den Fluoreszenzfleck in eine Gerade auseinanderziehen, ihr gleichzeitiges Wirken läßt im allgemeinen eine Ellipse entstehen; nur wenn die Zeit, die

der Strahl zur Zurücklegung der Strecke s braucht, gleich der halben Schwingungsdauer $\frac{T}{2}$ ist, wird die Ellipse in eine Gerade übergehen. Dieselbe bildet, falls die ablenkende Wirkung beider Felder auf den Fleck gleich groß ist, mit den Einzelablenkungen einen Winkel von 45°.

Kennt man also $\frac{T}{2}$ und s, so hat man die Geschwindigkeit der Strahlteilchen direkt gemessen.

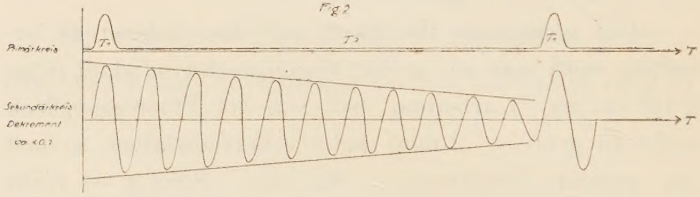
Ehe auf eine genauere Diskussion der Methode eingegangen wird, seien einige Einzelheiten mehr apparativer Natur vorweggenommen.

Um genügende Helligkeit auf dem Schirm zu erhalten, muß man mit großer Strahlgeschwindigkeit (über $2 \cdot 10^8$ cm sec^{-1}) arbeiten. Soll nun der Fluoreszenzfleck nicht zu groß (< 2 mm) und unscharf ausfallen, so darf der gesamte Strahlweg — Kathode — Schirm — nicht viel über 1 m lang werden. Es lassen sich dann für die Strecke s zwischen den beiden Wechselfeldern nur etwa 30 cm erübrigen. Da die Strahlgeschwindigkeit etwa $^1/_{100}$ der Lichtgeschwindigkeit beträgt, so darf die halbe Wellenlänge $\frac{\lambda}{2}$ des schwingenden Systems in Luft nicht mehr als 30 m betragen. Nun hat es zwar keine Schwierigkeiten, mit Funkenentladungen Schwingungen dieser Frequenz (10^7 p. sec.) zu erhalten, doch hätte man dann selbst bei Anwendung von 1000 Funken p. sec. und eines sehr schwach gedämpften (Dekrement 0,01) Sekundärkreises nur während ca. 0,3 % der Gesamtzeit Schwingungen größerer Amplitude im Meßsystem.

Es würden also nur 0,3 % der Lichtmenge des Fluoreszenzfleckes zur Ellipse auseinandergezogen werden,

die sich bei der sowieso sehr geringen Helligkeit desselben der Wahrnehmung entzögen.

Ich war daher auf die Verwendung sogenannter ungedämpfter Schwingungen angewiesen. Wie in dem nächsten Abschnitt näher beschrieben werden wird, gelang es nicht, einen ununterbrochen aneinandergereihten Wellenzug von konstanter Amplitude bei der erforderlichen Frequenz zu erhalten, sondern nur schwach gedämpfte Wellenzüge, die sich fast lückenlos folgten. Die Fig. 2 gibt den Charakter der Schwingungen im Meßsystem wieder.



Hätten sinusförmige Schwingungen konstanter Amplitude in ununterbrochener Folge, wie sie etwa von einer Maschine geliefert werden, zur Verfügung gestanden, so hätte die Bahnkurve des Flecks auf dem Schirm eine Ellipse sein müssen. Die Breite dieser Linie wäre aber nicht gleich dem Durchmesser des ruhenden Flecks gewesen, sie wäre vielmehr verbreitert worden, da sich die Größe des Feldintegrals während der Zeit, die ein Strahlteilchen zum Passieren eines Kondensators (Plattenlänge ca. 5 cm) braucht, erheblich ändert. Man hätte sonst auf den Gedanken kommen können, die Schwingungsdauer so lange zu variieren, bis die Ellipse in einen Kreis überginge, und so $\frac{T}{4}$ als Zeitmaß zu gebrauchen.

Da aber die Amplitude schwankt, wäre der Fleck günstigstenfalls zu einer verwaschenen Kreisscheibe auseinandergezogen worden, die man außerdem wegen zu geringer Helligkeit nicht hätte wahrnehmen können. Alle diese Schwierigkeiten verschwinden, wenn man $\frac{T}{2}$ bezw. ein ganzes Vielfaches von $\frac{T}{2}$ als Maß verwendet und dafür sorgt, daß beide Felder gleiche Längen besitzen.

Die Ablenkung y durch das vordere Feld allein ist $y = y_0 \sin \frac{2\pi t}{\frac{T}{2}}$, diejenige durch das hintere Feld $x = x_0 \sin 2\pi \left(\frac{t + \frac{T}{2}}{\frac{T}{2}} \right)$, wobei y_0 und x_0 die maximalen Ablenkungen sind. Die Abstände der Platten beider Felder waren, um möglichst große Einstellgenauigkeit zu erhalten, so gewählt, daß y_0 und x_0 gleich groß waren.

Hätte man eine ununterbrochene Folge von Schwingungen konstanter Amplitude, so würde man im wesentlichen die Umkehrpunkte beobachten, wie ein Braunsches Rohr bei Verwendung von Maschinenwechselstrom zeigt. Da in meinem Fall sich die Wellenzüge nicht lückenlos folgten, so erhielt ich einen Strich von überall ziemlich gleicher Helligkeit, dessen Breite gleich dem Durchmesser der unabgelenkten Flecks war. Durch Befolgung der zweiten Bedingung gleicher Länge beider Felder macht man den Umstand unschädlich, daß sich die Feldstärke des zum Passieren des Kondensators nötigen Zeit ändert: Ein Teilchen, das beim Passieren des ersten Feldes z. B. die Ablenkung 0 erfahren hat, erfährt

dann auch dieselbe Ablenkung durch das zweite, wenn die Zeit t von seinem Eintritt in das erste Feld an bis zum Eintritt in das zweite gleich $\frac{T}{2}$ ist, d. h. es wird gar nicht abgelenkt. Die theoretische Genauigkeit, mit der man bei meinen Versuchsbedingungen entscheiden kann, ob $t = \frac{T}{2}$ ist, läßt sich folgendermaßen angeben:

$y = y_0 \sin \frac{2\pi}{\frac{T}{2}} t = 0$ ist die Ablenkung eines Teilchens in dem Moment, in dem es die Ruhelage passiert. Ist jetzt $t = \frac{T}{2} + \frac{\frac{T}{2}}{100}$, so ist $x = x_0 \sin \frac{2\pi \left(\frac{T}{2} + \frac{T}{200}\right)}{\frac{T}{2}}$.

Da $y_0 = x_0 = 2{,}5$, ist $x = 25 \cdot \sin 3^0 36' = 1{,}6$ mm. Die kleine Achse der entstehenden Ellipse $b = \frac{2x}{\sqrt{2}} = 2{,}2$ mm; da der Fleck in meinem Falle etwa 1,5—2 mm Durchmesser hatte, so ließ sich eine Einstellgenauigkeit von 1 % erwarten.

Da sich also der Moment des Übergangs der Ellipse zum Strich am besten in seiner Mitte entscheiden läßt, ist es bei dieser Methode wesentlich, Schwingungen mit abnehmender Amplitude zu verwenden. Bei „idealen", ungedämpften Schwingungen dagegen könnte man nur die Umkehrpunkte beobachten, während die Mitte dunkel bliebe.

Die oben berechnete mögliche Einstellgenauigkeit von weniger als 1 % ließ sich, wie die Resultate zeigen, sogar bei Kanalstrahlen nahezu erreichen, obwohl die Beobachtungen wegen der geringen Helligkeit sehr schwierig waren. Dagegen ließe sich bei Kathodenstrahlen, bei

denen es viel geringere Schwierigkeiten bietet, einen wohldefinierten Fleck von etwa 1 mm Durchmesser bei bedeutend größerer Helligkeit und Randschärfe zu erzeugen, sicher eine Einstellgenauigkeit von 3—4 Promille erzielen. Mäße man auf diese Weise die Geschwindigkeit lichtelektrisch ausgelöster Elektronen, die man durch ein ebenfalls auf Promille gemessenes Potential beschleunigt, so könnte man das $\frac{e}{m}$ von Kathodenstrahlteilchen mit einer die bisher durchgeführten Messungen sehr wahrscheinlich übertreffenden Genauigkeit ermitteln. Die mit der im folgenden zu beschreibenden Schwingungsanordnung erzielten Ergebnisse lassen erkennen, daß mit derselben Schwingungen der durch Fig. 2 charakterisierten Art erhalten werden können bei einer Frequenz, wie sie für den gedachten Zweck notwendig ist. Die Messung von Schwingungsdauern dieses Bereichs ist, wie aus der Arbeit von J. Wallot[1] hervorgeht, ebenfalls auf Promille durchführbar.

Methode der Schwingungserzeugung.

Wie erwähnt, war ich auf die Verwendung sogenannter „ungedämpfter“ Schwingungen angewiesen. Unter diesem Sammelbegriff wird jetzt eine Reihe scharf zu unterscheidender Typen periodischer elektrischer Zustände zusammengefaßt. Nach Barkhausen unterscheidet man ungedämpfte Schwingungen erster, zweiter und dritter Art. Erzeugt werden sie alle mit Hilfe eines Lichtbogens B (Fig. 3), dem ein aus Kapazität C Selbst-

[1] J. Wallot, Ann. d. Phys. Band 30, S. 495. 1909.

induktion L gebildeter Schwingungskreis parallel geschaltet ist.

Die Schwingungen erster Art sind von dem in Fig. 4a dargestellten Typ, wie er zuerst von Dudell erhalten wurde. In diesem Fall lagert sich über die Potentialdifferenz V_b, die an den Elektroden des brennenden Bogens herrscht, eine sinusförmige Wechselspannung, deren Amplitude V_w immer unter V_b bleibt, so daß der Bogen also nie erlischt. Schwingungen dieser Art lassen sich aber nur bis zu relativ niedrigen Frequenzen erzeugen. Auch ist die schwingende Energie gering, da die Amplitude die Bogenspannung nicht übertreffen darf, welche, wenigstens bei gewöhnlichen Bogenlampen, 40—80 Volt nicht zu überschreiten pflegt. Bei geeigneter Änderung der Parameter, die den Schwingungsvorgang bedingen, erhält man die Schwingungen zweiter Art (Typus wie Fig. 4b). In diesem Fall ist die Wechselspannungsamplitude so groß, daß der Gleichstrom für einige Zeit erlischt und dann wieder von neuem zündet. Während bei der ersten Art die Perioden des Wechselstromes lediglich durch Kapazität und Selbstinduktion gemäß der Thomsonschen Formel gegeben waren, liegen hier zwei Perioden, T_1 und T_2, von prinzipiell verschiedener Art vor.

Fig. 3

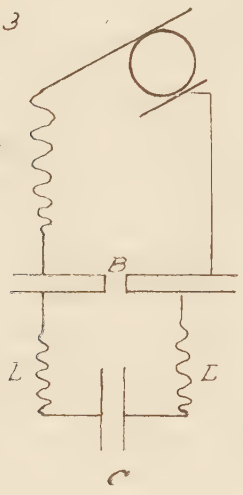


Fig. 4a

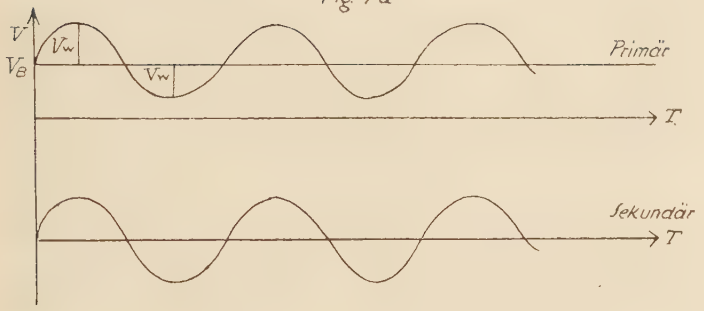


Fig. 4b

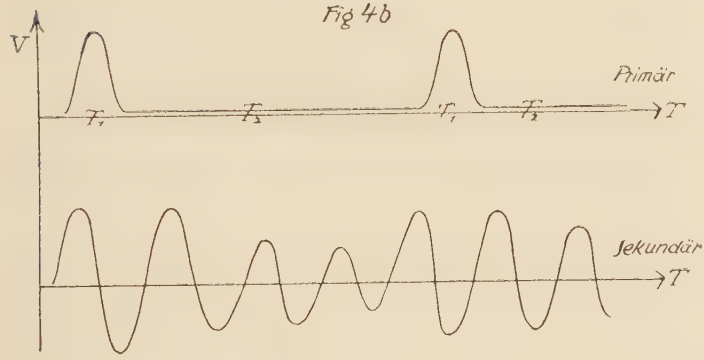
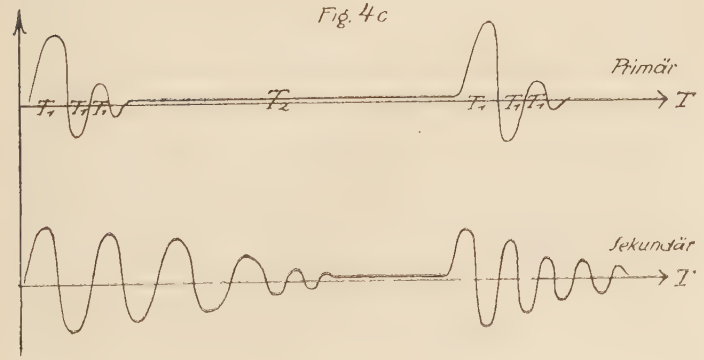


Fig. 4c



T_1 ist wieder durch die Thomsonsche Gleichung $T_1 = 2\pi\sqrt{LC}$ definiert. T_2 ist aber die Zeit, welche die durch den Vorschaltwiderstand gegebene Stromstärke J braucht, um die Kapazität C auf das Zündpotential V_2 aufzuladen, also $T_2 = \frac{CV_2}{J}$.

Unter Umständen wird die schwingende Energie so groß, daß Zündungen auch entgegen der Richtung der Gleichspannung eintreten können (Typus Fig. 4c). Diese Form bezeichnet Barkhausen als Schwingungen dritter Art.

Während Schwingungen erster Art im ursprünglichen Sinne des Wortes ungedämpfte sind und sich vom Maschinenwechselstrom qualitativ nicht unterscheiden, könnte man die der zweiten und dritten Art auch als Stoßwirkungen bezeichnen, wobei bei der zweiten die Löschwirkung des Bogens eine ideale wäre, während man im dritten Fall von schlechter Löschwirkung sprechen könnte. Beim Experiment treten diese drei Normalfälle nicht immer rein auf, es kommen Übergänge zwischen den verschiedenen Formen vor. Die Schwingungen zweiter Art entstehen nun in folgender Weise: Wird die Schwingungsanordnung an die Gleichstromleitung angeschlossen, so lädt sich der Kondensator allmählich bis zum Zündpotential des Bogens auf, dann setzt die Entladung ein. Die Spannung am Kondensator sinkt, und zwar fällt sie um so schneller, als der Bogen eine fallende Charakteristik besitzt, d. h. daß sein Widerstand mit steigender Stromstärke abnimmt. Die vom Gleichstrom nachgelieferte Elektrizitätsmenge reicht bei weitem nicht aus, um den Ladungsverlust des Kondensators in der Zeit T_1 zu decken: Der Bogen erlischt, nachdem

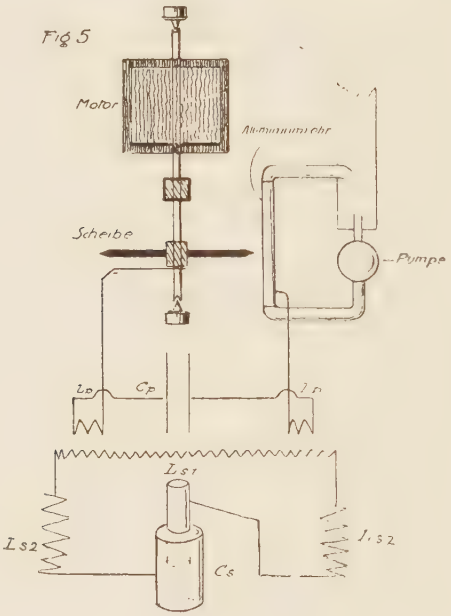
der Kondensator entladen ist, wenn seine Entionisierung hinreichend schnell erfolgt. Im andern Falle brennt er als gewöhnlicher Gleichstrombogen weiter. Um die Entionisierung zu beschleunigen, verwendet man wassergekühlte Metallelektroden und bettet den Bogen in Wasserstoff oder Leuchtgas. Um den Übergang in die dritte Art zu verhindern, hat Simon einen unsymmetrischen Bogen angewendet (Kathode — Kohle, Anode — wassergekühltes Metallrohr), der in entgegengesetzter Richtung schwerer zündet als in der ursprünglichen.

Ich habe zunächst, um mich über die Lichtbogenschwingungen zu orientieren, mit einer Bogenlampe, welche nach dem von Fischer[1] beschriebenen Modell hergestellt war, gearbeitet (Fig. 5). Die Anode bestand aus einem mit Wasser gefüllten Messingzylinder M mit einem Boden aus dünnem Kupferblech, der dicht in einer Eisenplatte P saß: die Kathode bestand aus einem Homogenkohlestab K, dessen Abstand von dem Zylinderboden durch eine Schraube regulierbar war, deren Mutter die untere Platte bildete. Durch einen Glaszylinder G war der Raum zwischen beiden Platten abgeschlossen. Zwei Röhren R_1 R_2 gestatteten Wasserstoff zu- und abzuleiten. L_P L_P waren zwei variable (von je ca. 3000—55000 cm) Selbstinduktionen C ein Drehplattenkondensator (von 400—4000 cm). Der Sekundärkreis bestand aus einer stufenweise variablen Selbstinduktion L_s aus Dolezaleckdraht und einem kleinen variablen Zylinderkondensator C_s.

Mit dieser Anordnung ließen sich Schwingungen bis zur Frequenz 10^6 mit ziemlich guter Konstanz erzielen.

[1] Jahrbuch für drahtlose Telegraphie 1908.

Sucht man aber noch höhere Frequenzen zu erreichen, wie ich sie für meinen Zweck brauchte, so nimmt die entziehbare Energiemenge schnell ab, und die Schwingungen werden sehr inkonstant, wie dies schon von verschiedenen Seiten gefunden wurde. Es rührt dies in der



Hauptsache davon her, daß bei diesen schnelleren Schwingungen die entionisierende Wirkung der Kühlung nicht Zeit findet, die Leitfähigkeit der Funkenstrecke hinreichend herabzusetzen, so daß die zweite Zündung schon bei niedrigerem Pontential stattfindet als die erste. Da nun die schwingende Energie von dem Quadrat des Zündpotentials abhängt, nimmt sie mit

steigender Frequenz schnell ab. Es war deshalb notwendig, die Kühlungsbedingungen zu verbessern. Barkhausen empfiehlt zu diesem Zweck, als eine Elektrode eine schnell rotierende Metallscheibe zu verwenden. Es wurde daher eine Lampe gebaut, deren eine Elektrode aus einer isolierten Aluminiumscheibe von 12 cm Durchmesser bestand, welche auf ihrer Achse ganz genau abgedreht war und von einem kleinen Motor mittels Riemenantriebs in sehr schnelle Rotation versetzt werden konnte (Tourenzahl 50—100 p. sec.). Als andere Elektrode diente ein mit Wasser gefülltes dünnwandiges Aluminiumgefäß, das auf einer hölzernen Schlittenführung dem Scheibenrande genähert werden konnte. Als dieses Modell mit 440 Volt betrieben wurde, traten im Schwingungskreise zwar Schwingungen auf, doch waren dieselben sehr unregelmäßig, auch war die Schärfe der Resonanz zwischen Primär- und Sekundärkreis eine sehr geringe. Da die geringe zur Verfügung stehende Spannung von 440 Volt ein häufiges dauerndes Erlöschen des Bogens nicht zu verhindern vermochte, schaffte das Institut eine Hochspannungsanlage von Siemens & Halske an, welche bei 5000 Volt Spannung ein Amp. zu liefern vermag. Bei Anlegung dieser Spannung hörte das Erlöschen des Bogens zwar auf, doch blieben die Schwingungen noch immer ziemlich inkonstant. Ich führte dies auf die geringe mechanische Festigkeit der Lampe zurück, welche durch die rotierende Scheibe ziemlich stark erschüttert wurde, so daß sich der Abstand zwischen Scheibenrand und der andern Elektrode dauernd änderte. Es wurde deshalb eine zweite Lampe konstruiert, bei der auf möglichst große Stabilität gesehen wurde. Die Scheibe saß isoliert auf der Motorachse,

die in Spitzen gelagert war, deren starke eiserne Träger auf einer schweren gußeisernen Platte befestigt waren. Ein drittes Lager in der Mitte der Achse dämpfte Schwingungen derselben. Die Stromzuführung zur Scheibe erfolgte mittels Schleifring und Bürste. Die andere Elektrode bestand aus einem isolierten Aluminiumrohr, welches in einer genau laufenden Schlittenführung beweglich auf der Grundplatte befestigt war. Es wurde durch einen Wasserstrom gekühlt, welcher von einer kleinen Kapselpumpe, wie sie zum Betrieb von Zimmerspringbrunnen etc. verwendet werden, aus und in ein isoliert aufgestelltes Reservoir getrieben wurde. Der Abstand des Aluminiumrohrs vom Scheibenrand konnte mit einer Schraube genau einreguliert werden. Betrug dieser Abstand 2—3 mm, so erhielt ich, wenn die Stromstärke mittels des Vorschaltwiderstandes unter 0,15 Amp. gehalten wurde, einen kleinen bläulichen, zischenden Lichtbogen; im Sekundärkreis traten sehr energische Schwingungen von guter Konstanz auf. Der variable Kondensator des Sekundärkreises bestand aus zwei ineinander tauchenden Zylindern, deren Abstand in Luft etwa 1 cm betrug. War auf Resonanz eingestellt, so bildeten sich zischende Lichtbogen zwischen diesen Zylindern. Wurde die Stromstärke über 0,15 Amp. erhöht, so zog sich der Bogen in die Länge und verwandelte sich in ein flatterndes gelbliches Band, dessen Ansatzstelle mit der rotierenden Scheibe bis etwa $^1/_{15}$ des Umfangs mitlief. Von regelmäßigen Schwingungen war dann nicht mehr die Rede. Ich untersuchte die Schwingungen, indem ich die Belege des Sekundärkondensators an die Ablenkungsplatten eines Braunschen Rohres legte.

Es fand sich, daß die Helligkeit des ruhenden Fluoreszenzflecks fast gar nicht geändert wurde, nur ein ganz schwacher leuchtender Streifen zeigte, daß zwar Schwingungen vorhanden waren, aber nur während eines geringen Bruchteils der Gesamtzeit. Die entstandenen Schwingungen waren also von der Art, wie sie in Fig. 4c dargestellt sind. T_2 war mindestens 100 mal größer als T_1. Da trotzdem ziemlich scharfe Resonanz vorhanden war, deutet dies auf das Vorhandensein von Schwingungen dritter Art im Primärkreis hin. Derartige Schwingungen waren für meinen Zweck natürlich unbrauchbar und es kam darauf an, T_2 so weit zu verkleinern, daß ein neuer Primärimpuls jedesmal eintrat, wenn die Schwingung im Sekundärkreis fast abgeklungen war.

Daher wurde zunächst darauf gesehen, die Dämpfung des Sekundärkreises möglichst herabzusetzen. Seine Selbstinduktion bestand aus einer Spule von 94 Windungen von 1,8 cm Durchmesser, welche als Koppelungsspule diente, und zwei senkrecht dazu angeordneten Spulen von 22 Windungen von 4,5 cm Durchmesser. Sie waren auf paraffinierte Pappe gewickelt und bestanden zur Herabsetzung des Skineffekts aus Dolezalekdraht (20 verseilte Emailledrähte von 0,2 mm Stärke. Telefunken). Der Kondensator bestand aus zwei ineinandertauchenden Zylindern von 6,2 cm Länge. Der äußere, welcher auf einer Glasplatte befestigt war, hatte 4,8 cm Innendurchmesser, der innere hing isoliert an einem Faden, welcher über zwei Rollen lief, und war mittels eines Gegengewichts ausbalanciert, so daß er in jeder Lage festgestellt werden konnte. Sein Außendurchmesser betrug 4,0 cm.

T_2, d. h. die Aufladezeit des Primärkondensators ist, wie oben erwähnt, gegeben durch die Gleichung:

$$T_2 = \frac{E_z(\text{Volt})\, C(\text{Farad})}{i(\text{Amp})}.$$

Man kann also T verkleinern durch Verringerung von C und E_z und Vergrößerung von i. Wählt man C zu klein, so wird die schwingende Energie zu gering, außerdem wird dadurch das Auftreten von Schwingungen dritter Art begünstigt. Ich konnte hauptsächlich aus dem letzteren Grunde mit der Primärkapazität (Drehkondensator mit Petroleum ca. 400—4000 cm) nicht unter etwa 1000 cm gehen. Die Zündspannung wurde durch möglichste Verringerung der Bogenlänge herabgesetzt. Das Aluminiumrohr wurde so weit herangeschraubt, daß die Scheibe es bei der Rotation eben nicht streifte (Abstand ca. 0,2 mm).

Einer Vergrößerung von i trat zunächst der Umstand hindernd entgegen, daß dann der zischende Funke in eine unstete Flammenerscheinung überging. Diese Schwierigkeit, sowie das Überschlagen in Schwingungen dritter Art verschwand sofort, als ich den Bogen in Leuchtgas brennen ließ. Zu diesem Zweck war in dem Grundbrett eine mit Quecksilber gefüllte Rinne angebracht, in die der Rand eines großen Akkumulatorenglases tauchte; durch zwei Röhren konnte Leuchtgas ab- und zugeleitet werden. Bei einer Lampe mit ruhenden Elektroden bietet die Verwendung von Leuchtgas die Schwierigkeit, daß sich durch Ausscheiden von Kohlenstoff infolge der Zersetzung des Gases die Bogenlänge dauernd ändert. Bei meiner Anordnung werden ausscheidende Kohlepartikelchen von der rotierenden Scheibe weggeschleudert, so daß diese Störung wegfällt.

Bei dem in Leuchtgas brennenden Bogen konnte ich die Stromstärke bis zur vollen Belastung der Maschine (1 Amp.) erhöhen, ohne daß die Löschwirkung gestört wurde, doch brannte dann das als Anode dienende dünnwandige Aluminiumrohr nach kurzer Zeit durch. Die Auswechslung desselben war deshalb besonders störend, weil man nach dem Wiederzusammenbau ziemlich lange warten mußte, bis sich der Glaskasten wieder ganz mit Leuchtgas gefüllt hatte und kein explosives Gemisch mehr vorhanden war. Es wurde deshalb meist nur mit 0,5 Amp. und weniger gearbeitet, was zur Herabsetzung von T_2 ausreichte.

Als nach diesen Änderungen der Schwingungszustand des Sekundärkreises wieder mit einem Braunschen Rohr untersucht wurde, wurde der Fluoreszenzfleck zu einem Band von überall ziemlich gleicher Helligkeit auseinandergezogen, zuweilen waren sogar die Enden des Streifens heller. Daraus geht hervor, daß ich jetzt ununterbrochen aneinandergereihte Wellenzüge hatte, also gerade dasjenige, was ich zur Durchführung meiner Messung brauchte. Mit dem später zu beschreibenden Wellenmesser wurde durch Aufnahme der Resonanzkurve das Dekrement des Sekundärkreises gleich 0,09 gefunden. Das bedeutet, daß die Amplitude nach etwa 10 Schwingungen auf den 0,4ten Teil sank.

Beim Anlegen des Primärkondensators mittels statischer Koppelung an die Ablenkungsplatten eines Braunschen Rohres wurde der Fleck nur nach der einen Seite von der Ruhelage aus in ein Band auseinandergezogen, und zwar war dies unter allen Umständen zu beobachten, gleichviel, ob aus dem Sekundärkreis Energie entnommen wurde oder nicht, unabhängig vom

Koppelungsgrad. Wir haben also bei dieser Bogenanordnung eine absolute Löschwirkung, so daß die in primären und sekundären Kreisen auftretenden Schwingungen derart waren, wie Fig. 2 dies schematisiert.

Barkhausen[1] weist darauf hin, daß man bei derartigen durch relativ lange Zwischenräume getrennten Entladungen keine ausgeprägte Resonanz zwischen Primär- und Sekundärkreis erhält. Dieser Umstand ist aus verschiedenen Gründen von Vorteil. Bei sehr resonanzfähigen Schwingungen erhält man nämlich die maximale Energie im Sekundärsystem nur bei sorgfältiger Abstimmung. Schwankt nun die Frequenz im primären Kreise auch nur um sehr kleine Beträge, so hat dies gleich erhebliche Energieveränderungen im sekundären zur Folge. Ferner ist die Reinheit der Abstimmung vom Koppelungsgrade abhängig. Muß man die Schwingungszahl des Sekundärsystems, wie dies für meinen Zweck erforderlich war, häufig ändern, so ist man bei resonanzfähigen Schwingungen genötigt, jedesmal den Primärkreis entsprechend abzustimmen.

Diese einengenden Schwierigkeiten waren bei meiner Anordnung nicht vorhanden; die aperiodische Stoßwirkung des Primärsystems regte das sekundäre zu Schwingungen maximaler Amplitude auch bei Wellenlängenänderungen von mehr als 100 % an. Es ist nur notwendig, daß die Stoßdauer ungefähr von der Größenordnung der Schwingungsdauer des gekoppelten Systems ist. Dabei war die induktive Koppelung möglichst eng genommen, ohne daß eine Rückwirkung zu beobachten war. Barkhausen weist an der zitierten Stelle noch

[1] Barkhausen, Problem der Schwingungserzeugung, S. 84/85.

darauf hin, daß zum Beispiel in dem Falle, daß $T_2 = 7\,T_1$ ist, sich die achte Oberschwingung noch stark bemerklich machen müßte. Bei Untersuchung mit dem Wellenmesser zeigte sich bei meiner Anordnung fast nie eine schwache Andeutung von Oberschwingungen, jedenfalls störte ihr eventuelles Vorhandensein die Messungen gar nicht. Zur Geschwindigkeitsmessung brauchte ich eine Halbwellenlänge von etwa 40 m. Um zu untersuchen, wie weit man dieselbe mit dieser Anordnung herabsetzen könne, ließ ich die beiden Spulen L_{s2} L_{s2} (Fig. 5) weg und stellte den kleinen Zylinderkondensator C_s auf geringste Kapazität ein. Ich erhielt so Halbwellen bis zu 9 m. Prüfung beider Kreise mit dem Braunschen Rohr ergab, daß auch jetzt noch die durch Fig. 2 charakterisierte Schwingungsform vorlag. Dabei war die Koppelung in letzterem Fall besonders stark, da fast die gesamten Selbstinduktionen des primären und sekundären Kreises in den Koppelungsspulen lagen. Da auch bei den kürzesten Wellen die Amplitude eine beträchtliche (> 1000 Volt) war, zweifle ich nicht daran, daß man auf diese Weise auch ununterbrochen aneinandergereihte Wellenzüge von einer Frequenz wird erhalten können, wie sie zur Durchführung einer Messung der Kathodenstrahlgeschwindigkeit mit meiner Anordnung nötig ist.

Da der empfindlichste Teil der Anordnung, wie oben erwähnt, das dünnwandige Aluminiumrohr war, während der Scheibenrand nur wenig und sehr gleichmäßig vom Bogen abgenutzt wurde, wird es vorteilhafter sein, den Bogen zwischen zwei rotierenden Scheiben in Leuchtgas brennen zu lassen. Eine Anordnung mit mehreren derartigen Bogen in Hintereinanderschaltung ist vermutlich ein geeignetes Mittel, schwingende Energie hoher Fre-

quenz bei guter Ausbeute zu erhalten, wobei man in der Wahl des Koppelungsgrades und der übrigen in Betracht kommenden Größen geringeren Beschränkungen unterworfen ist als bei dem bisherigen Verfahren. H. Boas[1] gibt an, daß seine Platin-Iridium-Stoßfunkenstrecke „wohl das Idealste, was bisher an Stoßwirkung erreicht wurde", gibt. Er erhält bei noch 40 % Koppelung fast aperiodischen Stoß. Bei meiner Anordnung konnte die Koppelung, wie oben gezeigt, bis zum Maximum getrieben werden, stets war die Entladung, wie die Untersuchung mit dem Braunschen Rohr ergab, ganz aperiodisch. Weitergehende Versuche in dieser Richtung sind beabsichtigt.

Den verwendeten Wellenmesser verdanke ich der Liebenswürdigkeit von Herrn Dr. Gaede. Er bestand aus einem Drehkondensator (von 120 bis 2200 cm) und einer Spule von drei Windungen und 8,8 cm Durchmesser aus Dolezaleklitze; unterhalb der Spule befand sich in loser Koppelung eine einfache Drahtschleife, die im Strombauch an das Sekundärsystem angeschlossen war; oberhalb derselben befand sich in engerer Koppelung eine Spule von fünf Windungen, die an einen Bleiglanzdetektor von Dr. Huth (vormals Wunsch & Jäger) angeschlossen war. Mit letzterem stand unter Zwischenschaltung von Drosselspulen ein Spiegelgalvanometer in Verbindung. Herr Professor Braun hatte die große Güte, die Eichung dieses Wellenmessers mittels eines geeichten Instruments im Straßburger Institut zu gestatten. Diese Eichung bot ziemliche Schwierigkeiten, da das Straßburger Instrument für so kurze Wellenlängen

[1] Verh. d. D. Phys. Ges. 1911, S. 827.

nur schwer genau einstellbar war. Als Mittelwert aus sechs Messungen ergab sich für die Selbstinduktion des Gaedeschen Apparats der Wert von 2243 cm. Die Kapazität des Drehkondensators wurde für die verschiedenen Einstellungen aus der beigegebenen Eichkurve entnommen. Da das Straßburger Instrument nur für 3—4 % Genauigkeit bezügl. der Absolutwerte garantiert war, besteht diese Unsicherheit auch für das Gaedesche. Herrn Dr. Gaede und besonders Herrn Dr. Papalexi (Straßburg) bin ich für ihre Unterstützung bei der Eichung zu großem Danke verpflichtet.

Wie aus der Beschreibung der beabsichtigten Methode ersichtlich, mußte ich zu ihrer Durchführung einen Kanalstrahl erzeugen können, der bei ausreichender Schärfe des durch ihn hervorgebrachten Fluoreszenzflecks auf eine Strecke von etwa 100 cm dauernd nach $\frac{e}{m}$ und eventuell homogen war. Zur Zeit des Beginnes dieser Arbeit lagen nur Versuche von W. Wien und J. J. Thomson vor, bei denen Strahlen von einigermaßen definiertem Querschnitt verwendet wurden. Bei diesen älteren Versuchen war der Druck im gesamten Rohr durch die Entladungsbedingungen gegeben und es zeigte sich, daß bei Drucken, bei denen man leicht scharfe Kathodenstrahlen von bedeutender Länge erhält, ein Kanalstrahl schon nach wenigen Zentimetern stark diffus wird, so daß man keinen definierten Fluoreszenzfleck auf dem Schirm bekommt.

Wien und Thomson waren daher genötigt, mit sehr kurzem Strahlweg (6—9 cm) zu arbeiten, ein Umstand, der exakte Untersuchungen über magnetische und

statische Ablenkung der Strahlen sehr erschwert. Ferner zeigte sich, daß die Strahlen das Gas in sehr hohem Maße ionisierten, so daß sich zwischen den Platten des elektrostatischen Ablenkungsfeldes Querentladungen ausbildeten. Tieferen Druck konnten die Experimentatoren deshalb nicht anwenden, weil sonst die Entladung aussetzte.

Wien hat mit der im folgenden zu beschreibenden Anordnung einen Weg gewiesen, auf dem sich diese Schwierigkeiten überwinden lassen. Er trennte Entladungs- und Beobachtungsraum durch eine Kapillare und verband das Beobachtungsrohr mit einer schnellwirkenden Gaede-Pumpe. Auf diese Weise war es ihm möglich, den Strahl durch die Kapillare aus dem relativ hohen Druck des Entladungsrohres in einen Raum treten zu lassen, in dem der Druck ohne Änderung der Entladungsbedingungen in ziemlich weiten Grenzen variiert werden konnte. Er konnte auf diese Weise feststellen, daß die Kanalstrahlteilchen auf ihrer Bahn im Gase Veränderungen erleiden; sie verlieren zum Teil ihre positive Ladung, die neutralisierten nehmen wieder eine solche an, zum Teil laden sie sich sogar negativ. Es zeigte sich ferner, daß mit abnehmendem Druck im Beobachtungsraum diese Umladungserscheinungen an Stärke verlieren, und daß der Strahl an Schärfe gewinnt.

Wenn es mir also gelang, auf diesem Wege das Vakuum so weit als irgend möglich zu steigern, so war zu hoffen, einen Strahl von den erforderlichen Eigenschaften zu erhalten. Da Herr Dr. von Dechend gleichzeitig die Absicht hatte, auf dem Gebiete der Kanalstrahlen in anderer Richtung zu arbeiten, haben wir die

Vorversuche, die zunächst lediglich die Bedingungen feststellen sollten, unter denen man einen definierten Strahl erhält, gemeinsam angestellt. Diese Vorversuche, sowie die sich daran anschließenden weiteren Untersuchungen, sind bereits anderweitig[1] veröffentlicht worden.

Die von mir zur Geschwindigkeitsmessung verwendete Kanalstrahl-Apparatur hat sich aus der in der zitierten Abhandlung benutzten herausentwickelt und ist in Fig. 6 schematisch gezeichnet. Den wichtigsten Teil bildet die

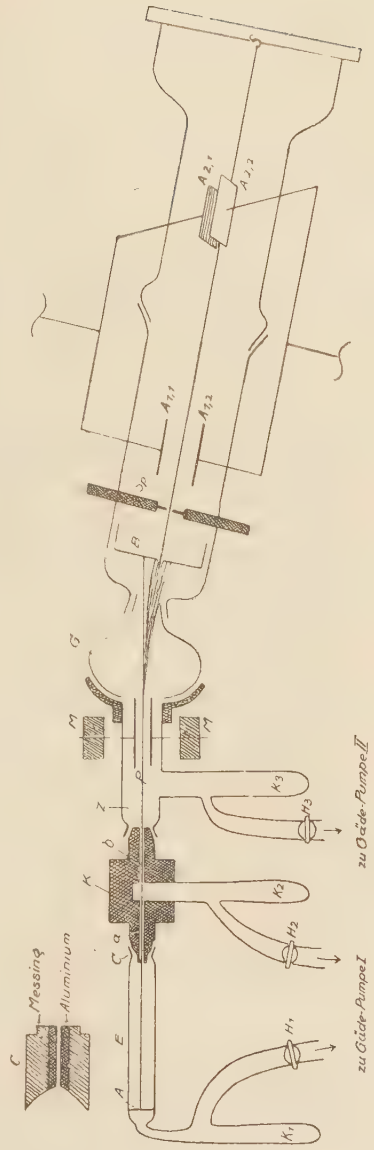


Fig 6

[1] Über Kanalstrahlen. von Dechend und Hammer. Heidelberger Akademie der Wissenschaften. 21. Abh. u. a. O. — Über positive Strahlen. von D. und H. Freiburger Naturforschende Gesellschaft. 1910, S. 67.

Kathode K; sie besteht in der Hauptsache aus einem auf beiden Seiten konisch abgedrehten Eisenstück, auf das auf der einen Seite der Schliff des Entladungsrohres, auf der anderen der des Beobachtungsrohres aufgesetzt wird. Der ganze Eisenklotz war der Länge nach durchbohrt. In die Bohrung wurden die beiden Kapillaren a und b eingekittet (0,8 und 0,6 mm Durchmesser), deren Achsen sorgfältig aufeinander justiert waren. Die Mitte dieser Längsbohrung besaß eine seitliche Öffnung, welche durch ein eingekittetes Rohr mit der Pumpe I in Verbindung stand. Der Eisenkörper trägt auf der linken Seite den Teil c aus Messing, der in der Mitte einen Aluminiumstift besaß und mit diesem zusammen konkav ausgedreht war (Krümmungsradius ca. 3 cm). Diese Aluminiumfüllung und ebenso die konkave Ausbildung konzentrierten die Entladung stark auf die Mitte der Kathode. Die Anode A bestand aus einer Aluminiumscheibe von 3 cm Durchmesser und befand sich in einem Abstand von 40 cm von der Kathode.

Die Pumpenschaltung geht aus der Fig. 6 hervor. Bei geschlossenem Hahn H wirkt Gaedepumpe I allein auf die Mittelkammer des Eisenkörpers und beseitigt bereits den größten Teil des durch die Kapillare a aus dem Entladungsrohr nachströmenden Gases. Der Kanalstrahl passiert dann die Kappillare b und tritt in den Raum Z ein. Auf diesen wirkt die Gaedepumpe II. Zur Druckmessung dienten zwei Mac-Leod-Manometer, das eine bis zu $^1/_{10000}$ mm Hg ablesbar für Entladungsrohr und die Kammer in dem Eisenstück, das andere (bis $^1/_{100000}$ mm Hg) für das Beobachtungsrohr.

Die in Fig. 6 gezeichneten Röhren K_1 K_2 K_3 wurden während der Versuche dauernd mit flüssiger Luft

gekühlt und so dafür gesorgt, daß die Dampfdrucke aller in Betracht kommenden Substanzen kleiner waren wie die Gasdrucke. Die Zahlen geben somit die Größenordnung des Totaldrucks an.

Diese Maßregel ist für den Beobachtungsraum eine unbedingte Notwendigkeit, da mit andern Trockenmitteln die Wasserdampfspannung zum Beispiel kaum unter einige Zehntausendstel herabgesetzt werden kann. Für den Rest des Röhrensystems war weitgehende Trocknung zur Erreichung konstanter Entladungsbedingungen ebenfalls geboten.

Im übrigen waren alle Maßregeln angewandt, um die maximale Leistung der Gaedepumpen zu erreichen und auch auszunutzen. Dazu ist unter anderem erforderlich eine Regulierung der Tourenzahl der Trommel. Aufrechterhaltung eines hohen Vorvakuums und ferner genügend große Durchmesser sämtlicher Leitungsröhren (wozu auch die Hahnbohrungen gehören). Der Strahl war auf seiner ganzen Bahn nach dem Verlassen der Kapillaren bis zum Schirm durch Drahtnetze statisch geschützt. Bei den verwendeten niederen Drucken, die keinen Ausgleich von Wandladungen gestatten, ist diese Vorsichtsmaßregel von großer Wichtigkeit, wie besondere Versuche zeigten. Als Stromquelle diente eine zweiplattige Mercedes-Influenzmaschine, deren negativer Pol geerdet und deren positiver durch eine sehr sorgfältig gegen Strahlungsverluste geschützte Leitung mit der Anode verbunden war.

Die Herren Königsberger und Kutschewsky haben mit einer prinzipiell ähnlichen Apparatur festgestellt, daß bei Drucken unter $^1/_{10000}$ mm Hg die Umladungserscheinungen verschwinden. Bei unseren Ver-

suchen waren dieselben zwar selbst bei den tiefsten erreichten Drucken ($^2/_{100000}$ mm Hg) wahrzunehmen, sie beeinträchtigten dann aber die Schärfe der Fluoreszenzbilder auf dem Schirm nicht mehr in schädlicher Weise, wenn wir den Strahl durch gekreuzte und magnetische

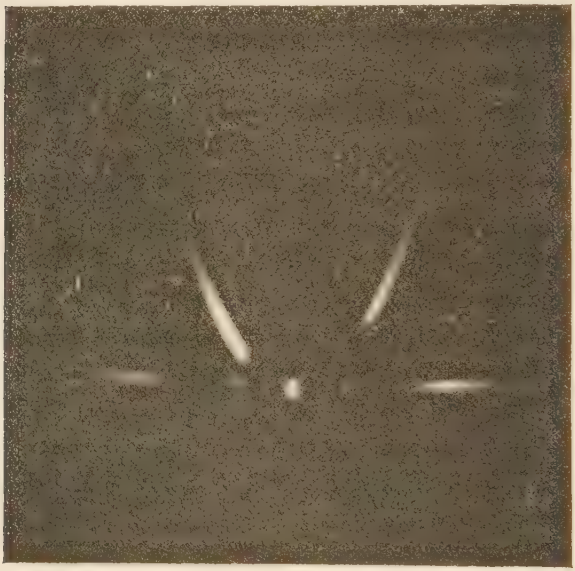


Fig. 7.

und statische Felder zerlegten. Die Fluoreszenzstreifen auf dem Schirm wurden photographiert. Fig. 7 zeigt eine derartige Aufnahme. Man erkennt auf ihr in der Mitte den unabgelenkten Fleck, zwei starke und zwei schwächere Kurven. Die starken rühren von Wasserstoffionen (H^+) her, die anderen von Wasserstoffmolekülstrahlen mit einfacher Elementarladung (H_2^+). Die geraden Streifen rechts und links vom neutralen Fleck

rühren von Expositionen, bei denen der Strahl nur magnetisch abgelenkt wurde, und dienen als Basislinien zur Ausmessung.

Eine mikroskopische Ausmessung ergab, daß die Kurven Parabeln sind. Daraus geht hervor, wie in der zitierten Abhandlung näher ausgeführt wurde, daß wir es mit Ionengruppen von verschiedenem aber konstantem $\frac{e}{m}$ zu tun haben, die eine von einer oberen Grenze an abnehmende Geschwindigkeit besitzen. Diese obere Grenze der kinetischen Strahlenergie hängt von der Entladungsspannung ab. Es ist auch dies aus der Photographie ersichtlich. Die rechte Hälfte der Figur entstand nämlich durch Kommutation des magnetischen Feldes allein, wobei seine Stärke und die des statischen nicht geändert wurde. Das Entladungspotential betrug bei der Exposition der linken Hälfte $> 60\,000$ Volt, im zweiten Falle höchstens 24 000 Volt. Diese Feststellung ist deshalb von Interesse, weil J. J. Thomson bei seinen Versuchen zu dem Ergebnis gekommen war, die Geschwindigkeit der Kanalstrahlen sei konstant, und zwar gleich $1{,}8 - 2 \cdot 10^8$ cm sec^{-1}, also unabhängig vom Entladungspotential. Diese Beobachtung wurde zunächst auch von anderer Seite bestätigt. Nach Thomsons Auffassung sollte die kinetische Strahlenergie nicht aus dem Entladungspotential gemäß Gleichung $1: \frac{m}{2} v^2 = eP$ stammen, die Quelle derselben sollte vielmehr in dem Energieinhalt des Atoms oder Moleküls nach Art einer radioaktiven Substanz liegen, der Entladungsvorgang sollte nur auslösend wirken.

Mit dieser Auffassung ließ sich auch seine Beobachtung, daß die Kanalstrahlteilchen immer nur aus

Wasserstoffatomen und -Molekülen und Heliumatomen bestänđen, gut vereinen. Wasserstoff sollte das Uratom sein, in das sich alle anderen Substanzen unter Einwirkung des Entladungsvorganges abbauten. Nur Helium, das Element mit dem nächst niedren Atomgewicht, solle noch zum Teil unzerfallen daneben auftreten können.

Diese Versuche J. J. Thomsons bilden eine der Hauptstützen seiner in dem Buche „Korpuskulartheorie der Materie“ zusammengefaßten Ansichten über das Wesen der Materie. Dieser Teil seiner Versuche hat seine Beweiskraft verloren, da Wien und Gehrke und Reichenheim Sauerstoff im Kanalstrahl nachweisen konnten, und ferner noch von verschiedenen Autoren[1] (unlängst auch von Thomson selbst) das Vorhandensein zahlreicher anderer Ionenarten im Strahl sichergestellt wurde.

Nachdem durch alle diese Untersuchungen die Anschauungen über das Wesen der Kanalstrahlen einigermaßen an Klarheit gewonnen hatten, war es möglich, zur Herstellung eines homogenen Strahles zu schreiten. Zu diesem Zwecke habe ich nun den komplexen Strahl durch ein magnetisches und statisches Feld zerlegt und aus einer Parabel einen kleinen Bezirk ausgeblendet. Zerlegung und weiterer Verlauf des Strahles muß im äußersten Vakuum erfolgen, um die Umladungserscheinungen unschädlich zu machen.

Der Strahl wurde daher nach seinem Austritt aus der Kapillare durch ein magnetisches (*M* [Fig. 6]) und ein statisches (*F*) Feld zerlegt. Die einzelnen Bündel fielen dann auf den lumensperrenden Fluoreszenzschirm *B*.

[1] Königsberger und Kilchling, Königsberger und Kutschewsky, von Dechend und Hammer, J. Stark.

Auf diesem entsteht ein Bild von der Art, wie es in Fig. 7 wiedergegeben ist. In der Mitte dieses Schirmes befindet sich ein kleines Loch von 0,8 mm Durchmesser. Es kam nun darauf an, einen Teil einer Parabel gerade auf dieses Loch fallen zu lassen. Ich habe dies zuerst durch Anbringung eines gebogenen Rohres und passendes Regulieren der beiden Felder zu erreichen gesucht, doch erwies sich dieses Verfahren als zu unelastisch. Deshalb wurde bei der definitiven Anordnung das Beobachtungsrohr, in welchem sich die Blende befand, mit dem Zerlegungsrohr durch ein Kugelgelenk G verbunden. Dieses Kugelgelenk bestand aus einem konkav mit größter Präzision ausgedrehten Messingstück, das auf das Zerlegungsrohr aufgekittet war, und einer in das erstere eingeschliffenen Halbkugel aus Glas, die ihrerseits mit Schliff in dem Beobachtungsrohr saß. Bei Verwendung eines besonders zähen, eigens hierzu hergestellten Schliffettes, gestattete dieses Gelenk, das Beobachtungsrohr ohne Vakuumstörung um etwa 15° nach allen Richtungen frei zu schwenken. Auf diese Weise war es möglich, einen beliebigen Teil des Strahlenfächers durch das kleine Loch der Blende treten zu lassen, und zwar wurde derjenige Teil der H^+-Parabel verwendet, der etwas oberhalb ihres Kopfes lag, weil man in diesem Falle die größte Intensität im Beobachtungsraum erhält.

Die Koordinaten des Blendenloches (Fig. 6) seien x und y, wenn wir den unablenkbaren Fleck n zum Nullpunkt des Systems machen. Die elstat. (x [Fig. 1]) und magn. (y) Ablenkung des Strahles sind gegeben durch die Gleichungen

$$x = \frac{e}{mv^2} K_1 \text{ und } y = \frac{e}{mv} K_2,$$

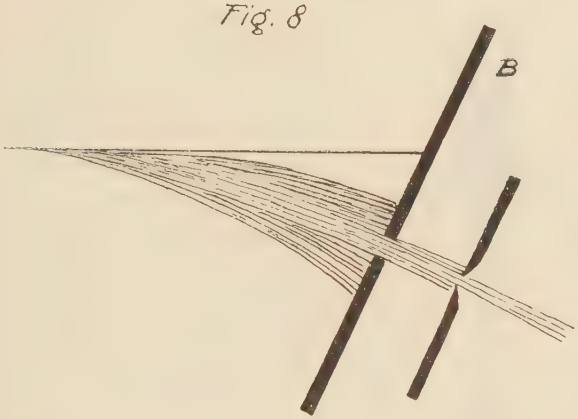
wo K_1 beziehungsweise K_2 die Konstanten des elektrischen beziehungsweise magnetischen Feldes enthalten. Es ist dann:

$$\frac{x}{y} = \frac{K_1}{K_2} v_c.$$

Hält man also die Lage des Blendenloches unveränderlich fest und sorgt außerdem für Konstanz der beiden Felder, so können nur Teilchen von einem ganz bestimmten Geschwindigkeitsbereich in den Beobachtungsraum treten. Das Rohr wurde deshalb, nachdem die geeignetste Lage festgestellt war, in einem sehr starken Holzgestell unverrückbar festgeklemmt. Im Stromkreise des Elektromagneten lag ein Präzisionsamperemeter und Regulierwiderstand. Da der Magnet sich bei der erforderlichen Belastung etwas erwärmte, wurde er stets eine halbe Stunde vor Inangriffnahme der Beobachtungen eingeschaltet, damit er sich auf konstante Temperatur einstellen konnte. Der Strom wurde von einer sehr konstanten großen Akkumulatorenbatterie geliefert. Das elstat. Feld bestand aus zwei 10 cm langen Platten, die sich in einer Entfernung von 1,8 cm gegenüberstanden. Das angelegte Potential von 651 Volt wurde durch Hintereinanderschaltung des städtischen Netzes und einer Batterie kleiner Akkumulatoren erhalten. Durch geeignete Abzweigung von einem großen Schieberwiderstand konnte das Potential nachreguliert werden. Es wurde durch einen Präzisionsvoltmeter von Hartmann & Braun (bis 1000 Volt), das sehr genaue Ablesung gestattete, im Augenblick der Beobachtung kontrolliert. Schwankungen des Druckes im Entladungsrohr sind für die Homogenität des durchtretenden Strahles ohne Einfluß und können nur Intensitätsschwankungen hervorbringen.

Steigt der Druck im Entladungsrohr, so wandert die Parabel über das Loch nach oben, bis schließlich keine Teilchen der durch die Lochlage und Feldstärken gewählten Geschwindigkeit im Strahlenbündel mehr vorhanden sind. Sinkt er unter eine gewisse Grenze, so setzt die Entladung aus. Es mußte also durch dauerndes geeignetes Regulieren der Pumpentätigkeit für möglichst konstanten Druck gesorgt werden, um stets bei

Fig. 8



dem Optimum der ohnehin sehr geringen Intensität des durchtretenden homogenen Strahles beobachten zu können. Da es unmöglich, daß die Regulierung der Hilfsapparate und die Beobachtungen von mir allein gleichzeitig vorgenommen wurden, war Herr Dr. von Dechend so liebenswürdig, mich hierbei in weitem Maße zu unterstützen. Ich möchte nicht verfehlen, ihm für seine Hilfe meinen besten Dank auszusprechen.

Da der Strahlenfächer divergent auf die Blende *B* (Fig. 8) fällt, erschien auf dem hinteren Schirm *S* (Fig. 6) nicht ein kreisrunder Fleck, sondern eine kleine Ellipse

(Achsenverhältnis etwa 1 : 2). Außerdem haben die Teilchen, die das Loch unten passieren, eine größere Geschwindigkeit als diejenigen, welche an seinem oberen Rande durchtreten, was eine kleine Inhomogenität nach x zur Folge hat. Um diese beiden Mängel, die übrigens nicht erheblich störten, zu verringern, befand sich 2 cm hinter B ein im Vakuum verstellbarer Spalt Sp.

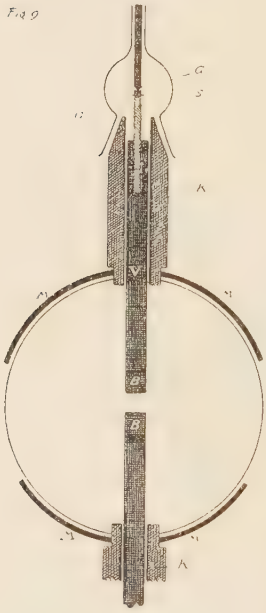


Fig. 9

Derselbe war folgendermaßen konstruiert (Fig. 9): In ein Messingrohrstück M, dessen innerer Durchmesser gleich dem äußeren des Glasrohres war, war ein Messingzylinder K eingelötet, der eine Vierkantbohrung besaß und an dem einen Ende konisch abgedreht war. In der Bohrung lief ein Vierkantschaft V, der an seinem einen Ende das den Spalt begrenzende Messer B trug und an seinem anderen ein Innengewinde besaß. In dieses konnte eine Schraube S hineingeschraubt werden, deren Schaft, mit dem sie, um Verzwängungen zu vermeiden, durch ein Gelenk g verbunden war, in den engen Teil des Glasschliffs G eingekittet wurde. Die Messingmäntel M, M waren mit weißem Kittlack auf das mit entsprechenden Bohrungen versehene Beobachtungsrohr aufgekittet.

Durch alle diese Maßnahmen war es ermöglicht

worden, einen definierten H^+-Strahl von automatisch dauernd konstant gehaltenem v im Beobachtungsraum bei ausreichender Intensität zu erhalten.

Die Verwendung eines solchen Strahles wird auch, abgesehen von dem vorliegenden Zweck, häufig — z. B. bei Untersuchung der Umladungserscheinungen, des Leuchtens und der chemischen Wirkungen der Strahlen — notwendig werden, wenn man eindeutigere Resultate erhalten will, als sie bisher die Versuche mit undefinierten Strahlgemischen liefern konnten. Diese Forderung von konstantem $\frac{e}{m}$ und v ist schon früher andern Orts[1] betont worden.

Der Strahl tritt zunächst in das erste Ablenkungsfeld. Dasselbe besteht aus zwei Messingplatten von 5 cm Länge und 2 cm Breite, die in 2,5 cm Abstand fest eingekittet sind. Nach Zurücklegung von 31,75 cm tritt der Strahl in das zweite Feld, dessen Platten 5,015 cm Länge und 2 cm Breite haben, und fällt nach weiteren 15,72 cm auf den Sidotblendeschirm S.

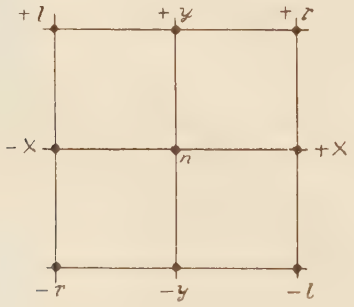
Der Abstand der Platten ist durch denselben Mechanismus wie bei dem oben beschriebenen Spalt verstellbar. Dieser Abstand wurde so bemessen, daß die Ablenkungen des Fluoreszenzfleckes, die das vordere und das hintere Feld hervorbrachten, bei gleichem Potential gleich groß waren.

Brachte das vordere Feld den Fleck n (Fig. 10) nach $+y$, oder beim Kommutieren nach $-y$, das hintere denselben nach $+x$ bezw. $-x$, so brachte ihn die Wirkung

[1] von Deghend und Hammer, Bericht über die Kanalstrahlen im magnetischen und elektrostatischen Feld. Jahrbuch für Radioaktivität und Elektronik. Bd. 8, Heft 1, S. 86.

beider Felder nach $+r$ oder $-r$, oder $+l$ oder $-l$, wenn die Plattenpaare in zueinander genau senkrechten Ebenen lagen. Um letzteres erreichen zu können, war der Teil des Beobachtungsrohres, der das zweite Feld enthielt, durch einen großen Schliff mit dem vorderen verbunden. Auf dem Schirm wurde die Richtung der Ablenkungen beider Felder durch einen Strich markiert und das hintere Rohr so lange im Schliff gedreht, bis beide Striche

Fig. 10



genau senkrecht aufeinander standen. Es ist dies notwendig, um das Optimum der Einstellschärfe zu erreichen, wie oben bei der Diskussion der Methode ausgeführt wurde.

Fig. 11 gewährt einen Einblick in den Aufbau der Apparatur. Links ist das Entladungsrohr, rechts Zerlegungs- und Beobachtungsrohr, welche fest in dem starken Holzgestell eingeklemmt sind. Dieses Gestell war, um störendes Licht vom Beobachtungsstand abzublenden, mit großen Papptafeln verschalt, die vor der Aufnahme dieser Photographie abgenommen worden sind.

Um den ganz rechts auf dem Bild befindlichen Teil des Beobachtungsrohres, der den Sidotblendeschirm trägt, war ein auf drei Seiten durch Pappschirme geschlossener Beobachtungsstand gebaut, der das vom Lichtbogen des Schwingungssystems und Entladungsrohr herrührende Licht fernhielt. Der Sidotblendeschirm war mit großer Sorgfalt hergestellt. Es ist besonders darauf zu achten, daß das Bindemittel, welches das Zinksulfidpulver auf der Spiegelglasplatte festhält, die einzelnen Körnchen nicht umhüllt, da die Kanalstrahlen auch ganz dünne Schichten fester Materie im Gegensatz zu den Kathodenstrahlen nur mit großem Energieverlust[1] zu durchdringen vermögen.

Alle diese Vorsichtsmaßregeln sind erforderlich, um bei der geringen Helligkeit des Fluoreszenzflecks brauchbare Beobachtungen zu erhalten. Es war deshalb auch notwendig, daß die zweiplattige Mercedes-Influenzmaschine stets ihre maximale Leistung gab. Da der Arbeitsraum im Erdgeschoß lag, war seine Temperatur im Sommer niederer als die Außentemperatur, was eine Erhöhung der Feuchtigkeit zur Folge hatte. Während der drei Wochen dauernden Schlußmessungen mußte deshalb der Raum energisch geheizt werden, um die Innentemperatur über der äußeren zu halten (Juli 1911).

Bei allen definitiven Messungen wurde von Zeit zu Zeit der Druck im Beobachtungsrohr mit einem Mac-Leod-Manometer kontrolliert, das Ablesungen bis $^1/_{100000}$ mm Hg gestattete.

Es wurde stets bei Drucken von $^{2-3}/_{100000}$ mm Hg gearbeitet, da bei höherem Druck ein beträchtlicher Teil

[1] Königsberger und Kutschewsky (Gallus), Ann. d. Ph. 1912, S. 230.

des Strahles sich auf dem Wege von der Blende bis zum Schirme (ca. 54 cm) neutralisierte. Es hatte einige Schwierigkeiten, ein so gutes Vakuum dauernd zu unterhalten, da sich auf der Hochvakuumseite 12 Schliffe (Durchmesser von 5,5 cm abwärts), 18 Kittstellen (darunter die Aufkittung des Schirmes von 10 cm Durchmesser auf das Rohrende), ein Hahn und ein Kugelgelenk befanden. Es erwies sich als sehr wichtig für die verschiedenen Schliffe und den Hahn, verschieden zähe Schliffette herzustellen und den Raum möglichst vor Temperaturschwankungen zu schützen. Zu den Kittungen wurde der ausgezeichnete Kittlack 849a von Liliendahl aus Neudietendorf verwendet, der bei sachgemäßem Verfahren allen Anforderungen an mechanische Festigkeit und Dauerhaftigkeit der Dichtungen genügt.

Ausführung der Geschwindigkeitsmessung.

Die Belege des Kondensators des Sekundärkreises wurden durch symmetrische Zuleitungen mit den beiden Plattenpaaren in der Weise verbunden, wie es aus Fig. 1 ersichtlich ist, d. h. $A_{1,1}$ mit $A_{2,1}$ und $A_{1,2}$ mit $A_{2,2}$. Bei Erregung der Schwingungen verschwand im allgemeinen der Fluoreszenzfleck bis auf einen schwachen, gerade noch wahrnehmbaren Schimmer, der von den wenigen Teilen hervorgebracht wurde, die sich trotz des guten Vakuums neutralisiert hatten; die geringe zur Verfügung stehende Lichtmenge wurde nämlich auf eine Ellipse verteilt — und zwar auf eine Ellipsenfläche, da die Schwingungsamplitude nicht konstant war (Fig. 2) —.

die sich wegen unzureichender Helligkeit der Wahrnehmung entzog.

Mittels einer Schnur, die sich auf eine im Beobachtungsstand befindliche Trommel aufwickeln ließ, konnte die Einstellung des Sekundärkondensators beeinflußt werden. Wurde in dieser Weise die Schwingungsdauer langsam geändert, so trat allmählich eine verwaschene, schmale Ellipse auf, die bei weiterer Änderung in einen definierten schrägen Strich überging. Weitere Variierung der Schwingungszahl im selben Sinne verbreiterte den Strich wieder bis zum allmählichen Verschwinden. Es wurde nun mehrfach auf möglichst große Schärfe des Striches eingestellt und dann sofort mit dem oben beschriebenen Wellenmesser die Schwingungsdauer bestimmt. Alsdann wurden die Verbindungen an einem Plattenpaare vertauscht, so daß $A_{1,1}$ mit $A_{2,1}$ und $A_{1,2}$ mit $A_{2,1}$ verbunden waren. Der schräge Strich erschien dann in einer um 90° gedrehten Lage. Tabelle I gibt die Resultate wieder. Die Zahlen bedeuten die Stellung des Zeigers am Drehkondensator des Wellenmessers in Graden.

Tabelle I.

Reihe 1.

Strichlage \ Drehkondensator:	Strichlage / Drehkondensator:
53,2°	56,0°
55,0°	53,0°
56,0°	55,0°
57,5°	55,0°
56,0°	55,5°
Mittelwert 55,55°	Mittelwert 55,3°

Gesamtmittel = 55,43° = 654,9 cm
(laut Eichkurve des Kondensators).

Reihe 2.

Strichlage /	Drehkondensator:	Strichlage \	Drehkondensator:	
	56,8°		54,0°	
	54,0°		—	Motordefekt an der Lampe
	54,0°		—	
	55,0°		—	
	54,0°		—	
Mittelwert	54,56°	Mittelwert	54,0°	

Gesamtmittel = 54,28° = 643,2 cm
(laut Eichkurve des Kondensators).

Reihe 3.

Strichlage \	Drehkondensator:	Strichlage /	Drehkondensator:
	51,0°		53,0°
	57,0°		54,0°
	54,2°		57,0°
	55,3°		54,5°
	55,0°		54,8°
Mittelwert	54,5°	Mittelwert	54,66°

Gesamtmittel = 54,58° = 646,7 cm
(laut Eichkurve des Kondensators).

Mittelwert der Kapazität: 648 cm.

Die Selbstinduktion der betreffenden Wellenmesserspule war, wie im Absatz über die Richtung des Wellenmessers näher ausgeführt wurde, gleich 2243 cm. Die halbe Schwingungsdauer $\frac{T}{2}$ betrug daher, aus dem Gesamtmittelwert der Kapazität berechnet, $1{,}263 \cdot 10^{-7}$ sec.

Aus den Mittelwerten der drei Reihen berechnet findet sich $\frac{T}{2}$.

			Abweichung vom Gesamtmittel
$\frac{T}{2}$	$= 1{,}269 \cdot 10^{-7}$		$+ 0{,}47\ \%$
	$= 1{,}257 \cdot 10^{-7}$	sec.	$- 0{,}47\ \%$
	$= 1{,}261 \cdot 10^{-7}$		$+ 0{,}15\ \%$

Die Extremwerte geben eine Abweichung von $+ 2{,}8\ \%$ und $- 3{,}3\ \%$ vom Gesamtmittel. Wie man aus der Tabelle I ersieht, liegen die Werte sehr gleichmäßig um den Mittelwert verteilt. Der Strahlweg s zwischen korrespondierenden Punkten beider Ablenkungsfelder betrug 31,75 cm. Die Strahlgeschwindigkeit

$$v = \frac{s}{t} = \frac{31{,}75}{1{,}263 \cdot 10^{7}} \cdot 2{,}51\ 10^{8}\ \text{cm sec}^{-1}\text{*)}$$

Bei früheren Versuchen mit einem Rohre, bei denen die Strecke s etwa doppelt so groß war, zeigte sich bei ungefähr derselben Schwingungsdauer ebenfalls der schräge Strich, doch, wie zu erwarten, senkrecht zu der Lage, wie bei den beschriebenen Messungen. Die Versuche waren zur Orientierung über die Größenordnung angestellt, als ich noch nicht genau wußte, wie weit ich die Schwingungsdauer herabsetzen könne, und führten zur Konstruktion des schließlich verwendeten kurzen Rohres. Das kurze Rohr wurde wegen der natürlich günstigeren Strahlbedingungen für die definitiven Messungen benutzt. Da mir bei den Versuchen mit großem s

*) Anm. Eine spätere Nacheichung des Wellenmessers in der Reichsanstalt ergab für die in Betracht kommende Einstellung des Drehkondensators eine geringe Änderung von $\frac{T}{2}$ ($= 1{,}253 \cdot 10^{-7}$ sec). v wird dann $= 2{,}53 \cdot 10^{8}$ cm sec^{-1}. Letzterer Wert wurde bei endgültiger $\frac{e}{m}$-Berechnung benutzt. Die Reichsanstalt gibt die Eichgenauigkeit auf 0,5—1 % an.

noch nicht ein geeichter Wellenmesser zur Verfügung stand, konnten dieselben nicht zu quantitativen Messungen dienen.

Messung der elektrostatischen Ablenkung.

Die Größe der elektrostatischen Ablenkung auf den Schirm berechnet sich nach (Gl. II, S. 1)

Gl. II $$x = \frac{e}{m c^2} l \left(\frac{l}{2} + w \right) \frac{P}{a}.$$

wobei l die Länge und a der Abstand der Platten des Ablenkungskondensators ist und w die feldfreie Strecke bis zum Schirm. P ist das angelegte Potential. Diese Gleichung gilt nur für den Fall, daß das Feld bis zu den Plattenrändern homogen ist und an den geometrischen Begrenzungen des Kondensators verschwindet. Bei genauen Messungen muß man noch die Wirkung des Randfeldes an den beiden Enden in Rechnung ziehen. Das Randfeld wirkt so, wie wenn die Platten an beiden Enden um die Größe λ verlängert wären.

Eine strenge Berechnung dieser Größe ist für die Dimensionen dieser Apparatur mit Schwierigkeiten verbunden. Durch eine graphische Auswertung der Kraftlinienverteilung unter Benutzung der Figur auf Taf. XIII in dem „Lehrbuch der Elektrizität und des Magnetismus“ von Maxwell, Band I[1], wurde gefunden, daß unter diesen Bedingungen $\lambda = {}^2/_3$ des Plattenabstandes ist. Die Verzerrung, die die Kraftlinien durch die Drahtnetze des statischen Schutzes erfahren, wurde berücksichtigt.

[1] Vgl. auch Helmholtz.

J. J. Thomson[1] hat die Randfeldkorrektur nach einer mühsamen Methode berechnet. Da er seine Felddimensionen angibt, und da die Verhältnisse bei dem ersten seiner Felder dem meinigen vergleichbar sind, so konnte ich die Bestimmung auch in der angegebenen Weise durchführen und fand recht gute Übereinstimmung.

Zur Messung der Ablenkung wurde an dem hinteren Kondensator, der den Strahl horizontal ablenkt, ein gemessenes Potential gelegt. Die Verschiebung des Fluoreszenzflecks auf dem Schirm wurde mittels eines Horizontalkomparators gemessen: Auf dem Reiter einer kleinen Zeißschen optischen Bank, dessen Stellung an einem Stahlmaßstab mittels einer Zwanzigstelmillimeter-Nonius abgelesen werden konnte, war ein Diopter befestigt. Derselbe bestand aus einem Rohr, welches auf der einen Seite durch ein Blech mit einem kleinen Loch verschlossen war, und an seinem andern Ende ein Blech mit einem Spalt trug. Der Reiter wurde so lange verschoben, bis der Fleck im Spalt erschien, und die Einstellung abgelesen. Dann wurde das Feld umgewendet, wieder eingestellt und abgelesen. Eine Anordnung mit Fadenkreuz war wegen der geringen Helligkeit nicht anwendbar. Um bei zwei verschiedenen Werten für w (feldfreie Strecke vom Plattenrande bis zum Schirm) arbeiten zu können, war etwa in der Mitte zwischen den beiden zur Geschwindigkeitsmessung dienenden Kondensatoren noch ein dritter angebracht, der den Fleck, ebenso wie der hintere, horizontal ablenkte. Sein Plattenabstand war ebenfalls durch den oben (Spaltblende) beschriebenen Schraubentrieb (Fig. 9) im Vakuum variabel.

[1] Phys. Zeitschr. 1910, S. 1134.

Tabelle II.

Tabelle II gibt die Resultate dieser Messungen.

Hinteres Feld.

Plattenlänge $l_H = 5{,}015$ cm $\quad l_H + 2\lambda_H = 5{,}541$ cm

„ abstand $a_H = 0{,}79$ „ $\quad \frac{l_H}{2} + w_H = 18{,}227$ „

Feldfreier Weg $W_H = 15{,}72$ cm

Feldstärke $= 1569{,}6$ Volt cm^{-1}

A_H = Stellung des Diopters auf dem Stahlmaßstab in mm.

P_H = Potentialdifferenz zwischen den Platten des Ablenkungsfeldes in Volt.

P_Z = Potentialdifferenz zwischen den Platten des Zerlegungsfeldes in Volt.

M_Z = Stromstärke im Zerlegungsmagnet in Ampere.

Ablenkung nach links				Ablenkung nach rechts			
A_H mm	P_H Volt	P_Z Volt	M_Z Amp.	A_H	P_H	P_Z	M_Z
$69^4/_{20}$	1240	558	0,845	$20^5/_{20}$	1244,5	560	0,85
$69^1/_{20}$	„	558	0,850	$20^9/_{20}$	1249,0	„	„
$69^2/_{20}$	„	560	„	$20^0/_{20}$	„	„	„
$69^1/_{20}$	„	560	„	$20^3/_{20}$	„	„	„
$69^3/_{20}$	„	561	„	$20^6/_{20}$	„	„	„

Mittelwert der doppelten Ablenkung = 4,888 cm.

Mittelwert nach Korrektur der Einzelwerte auf $P_H =$ 1240 V., $P_Z = 560$ V., $M_Z = 0{,}85$ Amp. = 4,871 cm.

Extremwert (korr.) = 4,900 cm.

Abweichung vom Mittel = 0,63 %.

Mittleres Feld.

Plattenlänge $l_M = 5{,}045$ cm $\quad l_M + 2\lambda_M = 5{,}51$ cm

„ abstand $a_M = 0{,}79$ „ $\quad \frac{l_M}{2} + w_M = 33{,}22$ „

Feldfreier Weg $w_M = 30{,}70$ cm

Feldstärke $= 784{,}8$ Volt cm^{-1}

Ablenkung nach links				Ablenkung nach rechts			
A_M	P_M	P_Z	M_Z	A_M	P_M	P_Z	M_Z
$73^{7}/_{20}$	613	562	0,85	$29^{19}/_{20}$	613	560	0,85
$73^{3}/_{20}$	613	560	„	$29^{18}/_{20}$	615,5	559	„
$73^{10}/_{20}$	615,5	„	„	$30^{7}/_{20}$	615,5	559	„
$73^{13}/_{20}$	„	„	„	$30^{0}/_{20}$	620	560	„
$73^{4}/_{20}$	„	„	„	$29^{17}/_{20}$	620	560	„

Mittelwert der doppelten Ablenkung $= 4{,}356$ cm.

Mittelwert aus den Einzelwerten nach Korrektur auf $P_M = 615$ V., $P_Z = 560$ V. $= 4{,}394$ cm.

Extremwert (korr.) $= 4{,}320$ cm.

Abweichung $= 1{,}7$ %.

Die Abweichungen der Extremwerte vom Mittel betragen bei Reihe 1 und 3: 0,63 % und 1,07 %, was als zufriedenstellend zu bezeichnen ist, da die Ablesungen wegen der geringen Helligkeit einen ziemlich breiten Spalt am Diopter erforderten und sehr mühsam waren.

Die Potentialdifferenz der Ablenkungsfelder (P_M) wurde in folgender Weise ermittelt: Eine Batterie kleiner Hochspannungsakkumulatoren wurde durch einen bis auf Promille genauen Widerstand von 10^6 Ω geschlossen. Die Stromstärke wurde mit einem Zeigergalvanometer (Land-

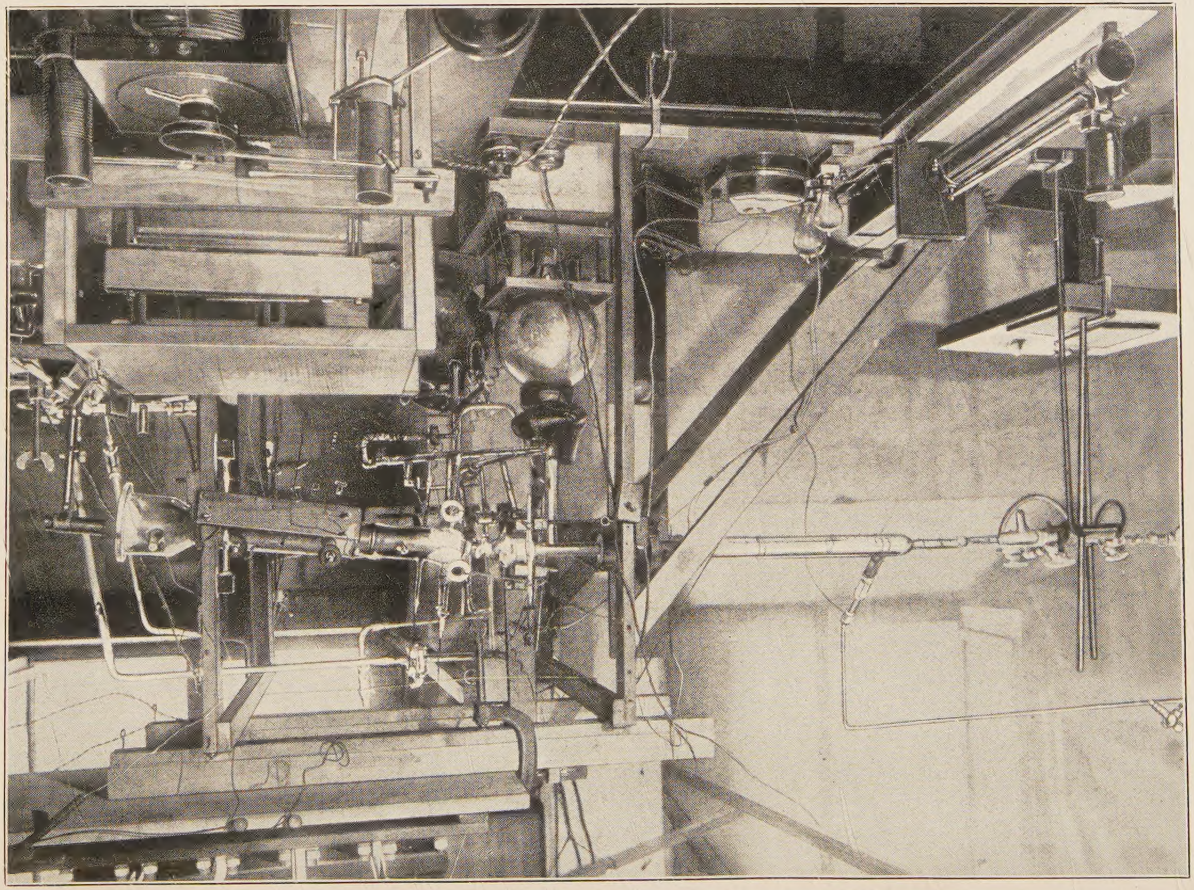
und Seekabelwerke) gemessen, das mit einem Präzisions-Weston-Instrument geeicht war. Die Platten des hinteren Feldes wurden an die Enden der 1 000 000 Ω gelegt, die Spannung für das mittlere Feld wurde bei 500000 Ω abgezweigt. Der Fehler bei den Spannungsmessungen liegt unter 1 %. Die Abstände der Kondensatoren unter sich, sowie die Entfernung der Hinterränder vom Rohrende wurden nach Entfernung der Schirmplatte durch Einschieben eines Stahlmaßstabes gemessen. Die Abstände der Platten voneinander wurden mit einem Kathetometer ermittelt, welches bis 0,05 mm zu messen und bis 0,005 zu schätzen gestattete. Die Abstände wurden an beiden Enden der Kondensatoren gemessen, wobei keine wahrnehmbare Differenz festzustellen war. Bei beiden Kondensatoren waren also die Platten bis auf 0,005 mm parallel, ein Zeichen für die Genauigkeit, die sich mit derartigen Kittungen erreichen läßt. Die Länge der Platten wurde mit einer genauen Schublehre bestimmt.

Nachdem so alle erforderlichen Größen ermittelt waren, konnte aus Gl. II die spezifische Ladung der Strahlteilchen berechnet werden. Es fand sich $\frac{e}{m} = 9775$. Der aus der Elektrolyse bekannte Wert für die spezifische Ladung von Wasserstoff-Ionen ist 9654. Der von mir gefundene ist um 1,25 % zu groß, doch liegt diese Abweichung gänzlich innerhalb der Fehlergrenzen. Man darf daher jetzt wohl mit Sicherheit annehmen, daß das $\frac{e}{m}$ des am stärksten ablenkbaren Teils eines Kanalstrahlbündels gleich dem aus der Elektrolyse für H-Ionen bekannten Wert 9654 ist.

J. J. Thomson hatte bei seiner oben angeführten Messung eine Abweichung von fast 30 % erhalten und

daraus die Möglichkeit der zeitweiligen Existenz doppelt geladener Wasserstoff-Ionen gefolgert.

Nach dem Ergebnis dieser Untersuchung wird man diese Annahme wohl fallen lassen dürfen. Die Größe der Abweichung bei Thomson wird sich erstens aus der Schwierigkeit der magnetischen Messungen erklären lassen und zweitens aus der geringen Größe seiner Ablenkungen. Dieselben betragen wenige Millimeter, so daß Ablesefehler von einigen Zehntelmillimetern das Resultat schon erheblich beeinflussen. Da er ferner nicht mit automatisch konstant gehaltenen Strahlen arbeitete, waren genaue Ablesungen sehr erschwert. Bestände ein Zusammenhang zwischen der Geschwindigkeit der Strahlteilchen und ihrem $\frac{e}{m}$, so hätte sich dieser bei meinen Messungen eher zeigen müssen, da die Geschwindigkeit meines Strahles um 20 % höher war als bei den Thomsonschen Versuchen. Doch soll damit nicht bestritten werden, daß bei höheren Geschwindigkeiten, etwa von der Größenordnung der α-Teilchen, ein solcher Zusammenhang bestehen könnte.



Es ist mir eine angenehme Pflicht, Herrn Geheimen Rat Prof. Dr. F. Himstedt für sein außerordentliches Entgegenkommen, besonders in der Gewährung umfangreicher apparativer Mittel (Hochspannungsanlage), und das Interesse, das er stets für meine Arbeit gezeigt hat, an dieser Stelle meinen aufrichtigsten Dank auszusprechen.

Ferner bin ich Herrn Privatdozent Professor Dr. W. Gaede, Herrn Professor Dr. E. Braun, Herrn Privatdozent Dr. Papalexi und insbesondere Herrn Dr. von Dechend für ihr Entgegenkommen zu großem Danke verpflichtet.